级联周期极化电光晶体光学相控阵

Jingwei.Li, [1] Yuchen.He, [1] Huaibin.Zheng*, [1] Sheng.Luo, [1] Xin.Liu, [1] Qingyuan.Hu, [1] Huaixi.Chen, [2,3]Wanguo.Liang, [2,3] Jianbin.Liu, [4] Hui.Chen, [4] Yu.Zhou, [5] Xiaoyong.Wei, [4] 和 Zhuo.Xu[4]1)电子材料研究实验室，教育部重点实验室与国际介电研究中心，电子与信息工程学院，西安交通大学，中国陕西西安 *710049*。2)中国科学院福建物质结构研究所，中国福建福州 *350002*。3)中国福建光电信息科学与技术创新实验室，中国福建福州 *350108*。4)电子材料研究实验室，教育部重点实验室与国际介电研究中心，电子与信息工程学院，西安交通大学，中国陕西西安 *710049*。5)教育部凝聚态物质非平衡合成与调控重点实验室，应用物理系，西安交通大学，中国陕西西安 *710049*。

arXiv:2303.03256v1 [physics.optics] 6 Mar 2023

（电子邮箱：huaibinzheng@xjtu.edu.cn）

（日期：2023年3月7日）

具有高集成度、高速、低功耗和高转向分辨率的光学相控阵（OPA）是新兴光子集成电路（PIC）、激光雷达、自由空间光通信、3D打印等领域中的关键器件。根据光学相控阵的工作原理，其功能通常通过独立控制各阵列元件的相位来实现。在实际应用中，如何平衡阵列元件数量、控制电子设备和功耗之间的关键矛盾，是一项重大挑战。在此，我们以级联周期极化电光晶体结构的形式，提出了一种克服这一技术局限的替代性光学相控阵方案。与现有光学相控阵方案相比，在当前方案中，无论阵列元件数量多少，仅需一个控制电子设备即可控制整个阵列元件，这意味着更高的集成度和更低的功耗。借助电光晶体材料的快速响应特性，我们演示了一种高速、高分辨率的光束转向器件。仿真结果表明，随着级联层数量增加，角分辨率可提高数个数量级。我们设计、制备并表征了一种6层级联周期极化铌酸锂$_3$（级联周期极化铌酸锂）光学相控阵原型器件。在级联周期极化铌酸锂光学参量放大器中观测到的光束偏转实验结果与仿真结果吻合良好。同时，通过演示动态光束连续转向，验证了其连续扫描能力和持续有效的相位可调性。因此，这种级联周期极化电光晶体光学相控阵为光学系统（如光子集成电路系统）的微型化和低功耗提供了可行方向。

I. 引言

通过控制每个发射器的相位，集成光学相控阵（集成式 OPA）能够倾斜光束的波前并实现非机械式光束转向[1–3]，这是新兴光子集成电路（PIC）[4–6]中的关键组件。它们还被认为是现代电信网络[7,8]，、生物医学成像[9,10]，、激光雷达（LiDAR）[11–13]和无线光通信[14]等新兴应用的构建模块。所有这些应用都要求芯片级 OPA 具备低能耗、超高电光带宽和高精度瞄准系统，并且不包含任何可移动部件。最初，基于电光晶体（例如铌酸锂（LN））的集成式 OPA 平台难以实现芯片级集成，这是因为晶体的微结构加工存在困难。此后，许多与微加工工艺兼容的其他光子平台相继出现，成为颇具吸引力的候选方案，包括基于硅[1,15,16]，、磷化铟[17,18]，、聚合物[19,20]，和等离激元学[21–23]等材料的平台。尽管这些平台已大大缓解了集成问题，但满足这些要求的集成式 OPA 由于所用材料的固有局限性，要同时实现这些目标仍然遥不可及。近期，高质量的绝缘体上铌酸锂薄膜（LNOI）取得了突破，为集成铌酸锂光子学的发展铺平了道路[24–26]。然而，当前的研究结果表明，集成式 OPA 方案仍受发射器数量、控制电子设备和功耗之间关键权衡的制约[1,27–29]，因此无法充分发挥材料的潜力。大多数 OPA 都面临扫描范围与高分辨率之间的权衡，难以同时实现较大的转向角和较小的光束发散角。OPA 的分辨率从根本上取决于阵列元件的数量。这一关系可通过以下方式轻松理解：半峰全宽（FWMH）发散角由公式 $\psi_{FWMH} = 0.886 \cdot \lambda / Nd \cdot \cos\theta$ 确定，其中 N、d 和 θ 分别表示阵列数量、阵列周期和转向角；转向角 $\theta = \Delta\varphi \cdot \lambda / 2\pi \cdot d$，OPA 的分辨率定义为 θ / ψ_{FWMH}。这意味着扫描范围与角分辨率之间存在权衡，只有增加控制元件的数量才能改善这一权衡，而这会使控制系统更加复杂。能否在 LNOI-OPA 中同时实现高精度、高速的光束转向系统、超高带宽、低能耗

以及高分辨率，仍然是一项重大挑战。

本文提出了一种可行方案，即采用级联周期性极化电光晶体构成OPA，从而克服上述权衡，其特点是所有相位调谐单元仅由一套控制电子设备操控。相位调谐单元的数量与级联层数有关。通过在铌酸锂晶体内部设计铁电畴，制备出了这种结构。相邻阵列元件之间的等相位差分布（近场相位分布的斜率）在经过电光效应（普克尔斯效应）调制后实现。这种级联周期性极化OPA结构具有较高的稳定性，可实现大角度、连续且高速的光束转向，有望成为实现高度集成、低功耗光子集成电路元件的优秀候选方案。

II. 结果与讨论

A. 级联PPLN OPA的原理与仿真

OPA的整体布局如图1a所示。其核心部分由Z切片上级联周期性极化铌酸锂（级联PPLN）波导构成，该波导具有最大的电光效应，并与外部电场对齐。该波导键合在涂覆SiO_2层的铌酸锂晶圆上，铌酸锂晶圆与SiO_2层之间的厚金层作为一个电极，另一个电极则施加在波导顶部。激光输入通过光纤耦合进入级联PPLN波导，光束的输出波前可由外部施加的电场控制。五层级联PPLN波导的演示结构如图1b所示。波导厚度为 50 μm。对于第一个级联层（输入层），单个畴的长度和宽度分别设为 3200 μm和 64 μm。随着级联层数增加，各层中单个畴的长度和宽度依次减半。图1c显示了在 λ =1064 nm处仿真的光学模式分布，图1d显示了波导底部x方向上的仿真电场分布。可以发现，通过这种方式，光学模式与级联PPLN波导之间的耦合可得到显著改善，使OPA能够以更低的电压驱动实现更大的偏转角。

一维光学相控阵原理中，控制光束转向最重要的一点，是光离开阵列时每对相邻单元之间具有相等的相位差。其理论已在参考文献[30]中详细阐述。本文设计级联周期极化铌酸锂波导，旨在基于铌酸锂的电光效应，在每对相邻阵列元件之间构建相等的相位差（$\Delta\varphi$）分布。偏转角由 $\theta_s = \lambda\Delta\varphi/2\pi d$决定，其中 λ 和d 分别表示波长和单个阵列元件的宽度， $\Delta\varphi$ 表示相邻阵列元件之间的相位差。一旦 $\Delta\varphi$ 发生变化，远场图样也会随之改变，这意味着光束转向可以通过 $\Delta\varphi$ 进行控制。本文阐释级联PPLN波导中如何产生每对相邻单元之间相等的相位差（$\Delta\varphi$）。假设级联层总数为N，m 表示第m层（$0 \le m \le N$），第m层中的铁电畴总数为 2^{m-1}。令x_m 表示第m层中的第x_m个基本畴。从第一层（输入层）到最后一层（输出层），由于随着级联层数增加，各级联层的光学长度l 依次减半，每层单个铁电畴引入的电光相移也随之减半。此外，需注意，正铁电畴中的相移为 $\Delta\varphi_+$ （$\Delta\varphi_\pm = 2\pi l\Delta n/\lambda$， $\Delta n = -n_e^3\gamma_{33\pm}E_z/2$），而负铁电畴中的 $\Delta\varphi_-$符号相反，因为正、负铁电畴的电光系数 $\gamma_{33\pm}$ 符号相反。每层中单个畴引入的电光相移由 $\Delta\varphi_m = 2^{N-m}\times\Delta\varphi_N$决定，其中 $\Delta\varphi_N$ 是最后一层引起的相移， $\Delta\varphi_m$ 是第m层引起的相移。第 <style id='x'>x$_N$个基本畴所在位置处的总相移可通过以下方式计算：

$$\Delta\varphi_{x_N,tot} = \sum_{1}^{N}(-1)^{\lceil\frac{x_m}{2}\rceil+1}\times 2^{N-m}\times\Delta\varphi_N \qquad (1)$$

符号 $\lceil\rceil$ 表示向上取整函数，$x_m = \lceil x_{m2}^{+1}{}_{Nm}\rceil$，当$m = N$时，$x_m = x_N$。$\Delta\varphi_{x_N,\ tot}$ 表示光束经过整个级联晶体后，在最后一层第x_N个基本畴位置处产生的总相移。相邻基本畴的相位差（$\Delta\varphi$）$\Delta\varphi_{x_N,\ tot} - \Delta\varphi_{x-1_N,\ tot}$ 始终为 $2\Delta\varphi_N$。因此，我们可以通过施加电压控制 $\Delta\varphi$ 的连续变化，从而实现远场光束转向。

我们对片上级联PPLN光学相控阵的光束转向能力进行了仿真，如图2a所示。放大部分展示了级联PPLN波导的几何结构。蓝色部分和灰色部分分别表示具有正、负铁电畴的铌酸锂。值得注意的是，为减少计算量，仿真中使用的级联PPLN模型经过了简化，但这种简化不会影响级联PPLN实际的光束偏转能力。原因如下：单个铁电畴中的相移为 $\Delta\varphi_\pm(\Delta\varphi_\pm = 2\pi l\Delta n/\lambda$, $\Delta n = -n_e^3\gamma_{33\pm}E_z/2)$，这意味着铌酸锂中单个畴引起的相移仅与该畴的长度和施加电压有关。因此，为减少仿真过程中的计算量，我们缩短了畴的长度，并通过提高施加电压进行补偿。另一处放大部分展示了未施加电压时，光束通过级联PPLN波导时的电场分布。当向级联PPLN波导施加1V/μm、2V/μm、3V/μm、4V/μm和5V/μm的电压时，光束偏转角分别为0.993°、2°、3.02°、4°和4.991°（如图2a所示）。图2b-g展示了不同电压下的远场图样，其中放大部分显示了光束离开级联PPLN波导时电场的相位曲线。相位曲线并非

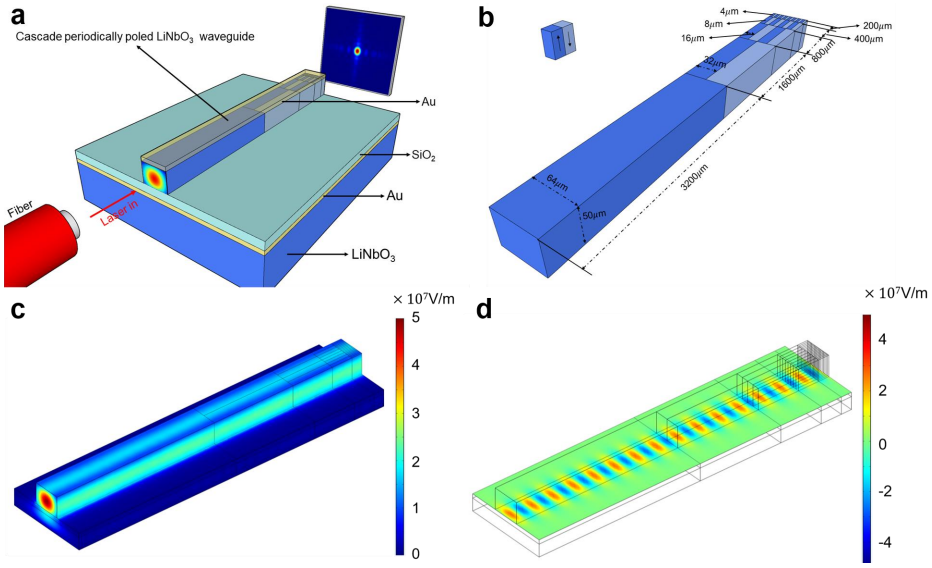


图 1. **a**，片上级联PPLN光学相控阵的整体布局。**b**，波导芯尺寸示意图，深蓝色表示正铁电畴，浅蓝色表示负铁电畴。**c**，波长为 1064 nm 时的光学模式分布。**d**，数值模拟得到的波导底部 x 方向电场分布。

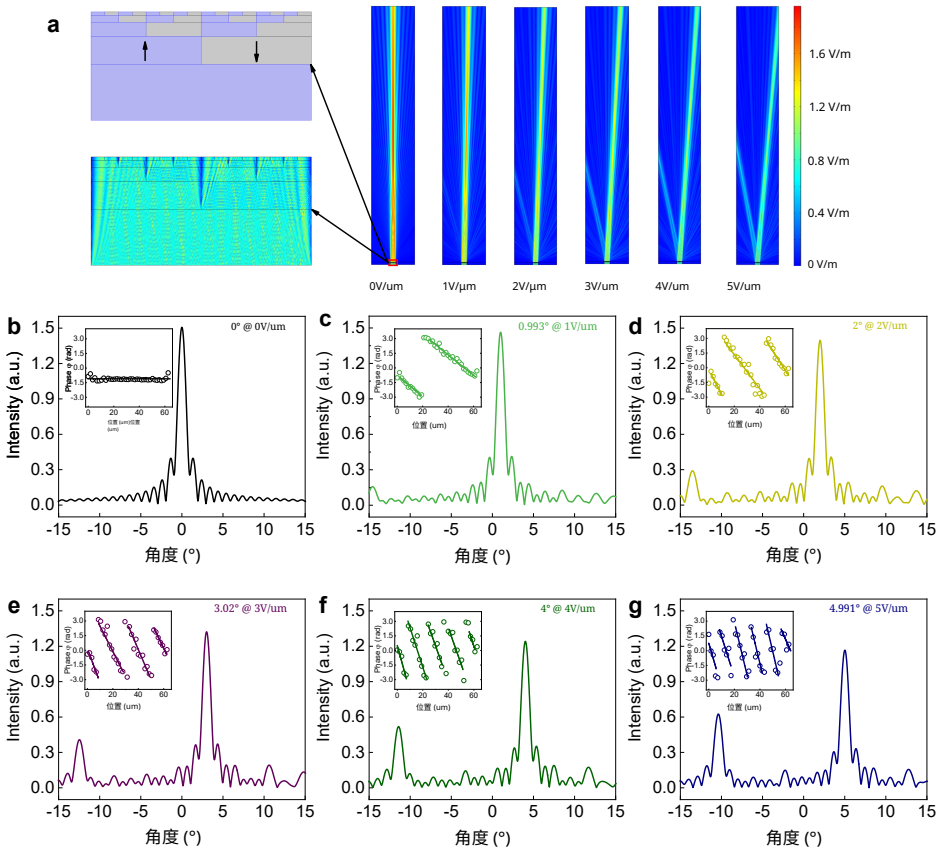


图 2. **a**，不同电压下级联周期性极化铌酸锂光学参量放大器波导的电场分布。放大部分分别显示了级联周期性极化铌酸锂光学参量放大器波导的几何结构，以及波导内部的电场分布。**b-g**，级联周期性极化铌酸锂光学参量放大器波导在 0、1V/μm、2V/μm、3V/μm、4V/μm 和 5V/μm 下的远场图样；插图显示光束射出波导时的电场相位分布曲线。

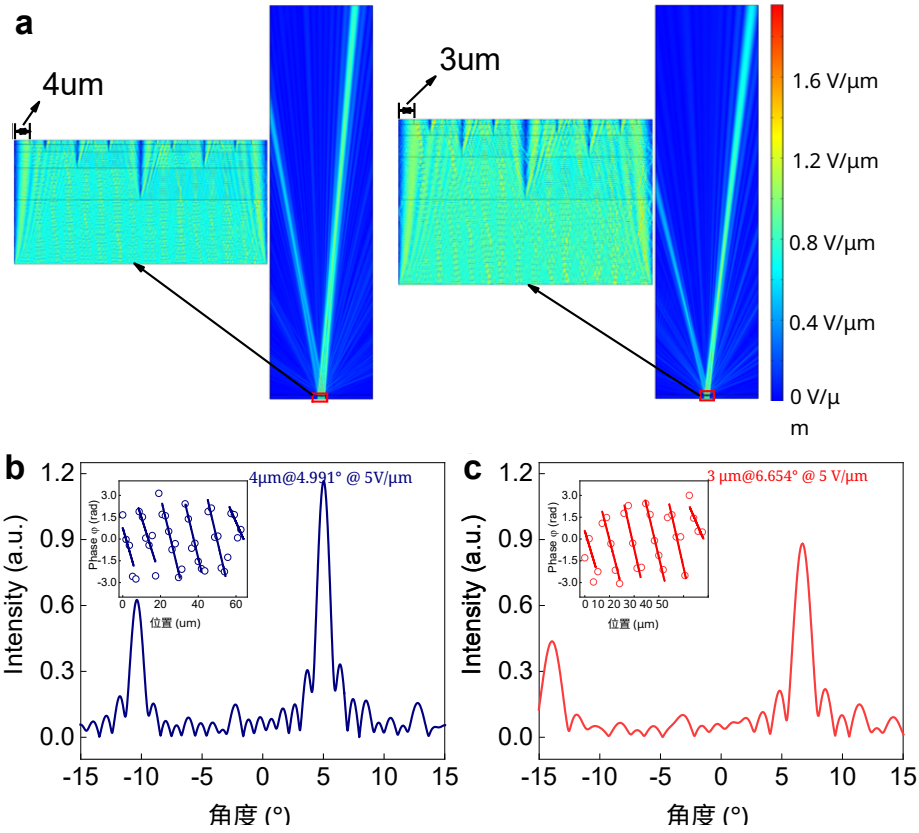


图 3. **a**，当最后一层中各电畴的宽度分别为 3 μm和 4 μm时，电压为 5V/μm 的级联PPLN光学参量放大器波导中的电场分布；放大部分显示的是波导内部的电场分布。**band c**，当最后一层中各电畴的宽度分别为 3 μm和 4 μm时，电压为 5V/μm 的级联PPLN光学参量放大器波导的远场图样；插图显示了光束离开波导时的电场相位分布曲线。

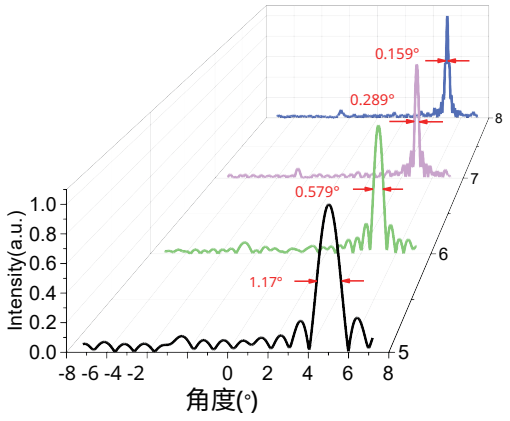


图 4. 不同级联层数的PPLN光学参量放大器波导的远场剖面（分别为 5、6、7 和 8 个级联层）

未施加电压时呈倾斜状，这意味着远场图样不会发生偏转（见图 2b）。随着施加的电压逐渐增大，相位曲线逐渐倾斜，这意味着相邻铁电畴之间的相位差逐渐铁电畴也会增加，完成一次 2π 相位调制所需的铁电畴数量则会减少。如上所述，相邻基本铁电畴之间的相位差 $\Delta\varphi$ 始终为 $2\Delta\varphi_N$；在级联PPLN波导中， $\Delta\varphi_N$ 表示第五级联（输出）层中单个畴提供的相移。当分别施加 1V/μm、2V/μm、3V/μm、4V/μm和5V/μm的电压时，计算得出相邻阵列元件之间的相位差分别为 0.1315π、0.2631π、 0.3947π、 0.5262π 和0.6578π （如图2b-g所示）。根据光学相控阵理论，发射器间距远大于自由空间波长的一半时，会出现光栅旁瓣。在级联PLLN波导中，最后一级联层中单个畴的宽度设为 4 μm，大于半个波长，因此光栅旁瓣不可避免。光栅旁瓣的位置由 $\sin\theta = \pm m\lambda/d + \sin\theta_s$ 决定。根据公式$\theta_s = \lambda\Delta\varphi/2\pi d$，在特定电压驱动下，可以通过减小$d$ 或增大 $\Delta\varphi$ 进一步提高偏转角。如图3a所示，当d 从 4 μm减小至3时，偏转角从4.991°增大到6.554°，而相邻单个畴之间的相位差 $\Delta\varphi$ 保持不变。

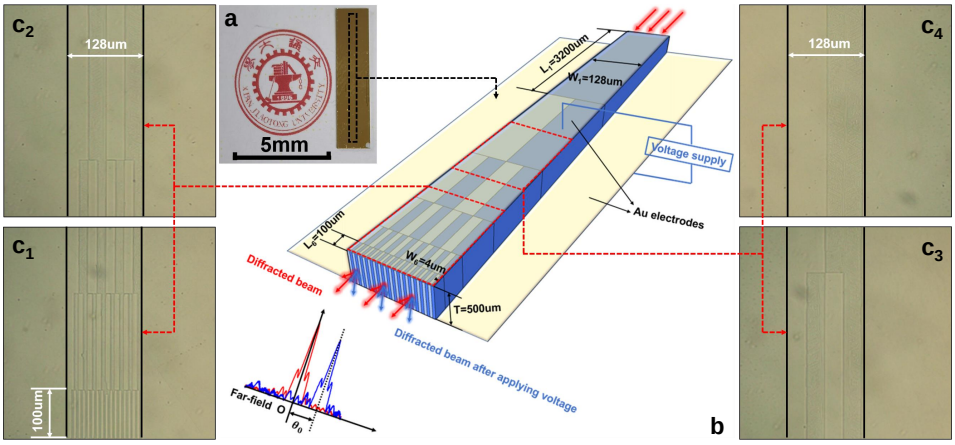


图 5. **a**，带镀金电极的六层级联PPLN OPA晶体。**b**，六层级联PPLN OPA晶体的几何示意图。沿晶体的 Z方向向六层级联PPLN OPA晶体施加电压。光束从第一个级联层入射，并从最后一个级联层出射。$\mathbf{c}_1$, $\mathbf{c}_2$, $\mathbf{c}_3$, $\mathbf{c}_4$, 分别为六层级联PPLN OPA晶体中不同级联层的铁电畴扫描电子显微镜图像。

μm。由于单个畴的宽度大于半个波长，光栅旁瓣的影响仍不可避免。尽管目前的极化工艺无法实现宽度小于1064纳米波长一半的单个畴，但采用间距不等的OPA排列也能实现压缩光栅旁瓣的效果。在级联PPLN波导中，我们可以在最后一级联层中安排宽度不等的单个畴，以压缩光栅旁瓣。

众所周知，改善扫描范围与角分辨率之间权衡的唯一方法是增加控制元件的数量，这会使大多数光学相控阵（OPA）的控制系统变得复杂，但级联PPLN光学参量放大器（OPA）则不然。所有阵列元件仅由一个控制单元操控，阵列元件的数量仅与级联层数有关，每增加一个级联层，阵列元件数量就会翻倍。发散角与阵列元件数量成反比。如图 4 所示，我们对不同级联层数的PPLN OPA波导的半峰全宽（FWMH）发散轮廓进行了远场仿真。可以观察到，随着级联层数从 5 增至 8，发散角明显减小。无需增加相位调谐单元，即可在 ±5°的扫描范围内实现 0.159°的光束发散角。随着级联层数增加，发散角还可进一步减小，这取决于铌酸锂极化工艺的进展。与其他高分辨率OPA[31–35]相比，本级联PPLN OPA在相位调谐单元数量方面具有显著优势。

B. 实验验证

考虑到正在加工的级联周期性极化铌酸锂光学参量放大器波导的加工周期，我们在此报道一种块体材料中的六层级联周期性极化铌酸锂，以验证其可行性。六层块体级联周期性极化铌酸锂的制备过程如下：首先，在 $MgO:LiNbO_3$ 晶体表面旋涂光刻胶。其次，待其干燥后，通过曝光在晶体表面制备级联图案；随后在表面镀覆一层金属电极，并用显影液去除光刻胶，从而在表面形成级联金属电极。最后，采用电压脉冲施加法制备六层级联 PPLN 晶体。制备的六层级联 PPLN 晶体如图 5a 所示。级联周期性极化结构位于晶体中部，其几何尺寸已在几何示意图中标出（如图 5b 所示）。晶体厚度为 500μm。晶体内部的反转畴结构如图 5c_1-c_4, 所示，可以清晰看到六层级联周期性极化结构。显然，第一层为单个正铁电畴，之后每一层的正、负铁电畴均呈周期性排列。随着层数增加，单个正或负铁电畴的宽度（W_m）和长度（L_m）均减半（m 表示第m层（$0 \leq m \leq 6$）。实验装置见补充材料。

图 6a 和图 6b 分别展示了远场图像的模拟结果和实验结果。模拟的远场图像通过近远场变换（NFFT）获得。近场中的电场分布是通过模拟电场在六层级联周期性极化铌酸锂中的传播得到的。NFFT 的方程为

$$E(u,v,f)=\frac{-1}{i\lambda f}e^{i2\pi f/\lambda}e^{-i\pi(u^2+v^2)/\lambda f}\int_{\infty}^{\infty}\int E(x,y,0)\,e^{-i\pi(x^2+y^2)/(\lambda f)}e^{i2\pi(xu+yv)/(\lambda f)}dxdy \quad (2)$$

其中，$E(x,\ y,\ 0)$ 表示级联 PPLN 晶体出射端的电场分布，$E(u,\ v,\ f)$ 表示位置f 处的衍射电场。实验获得的

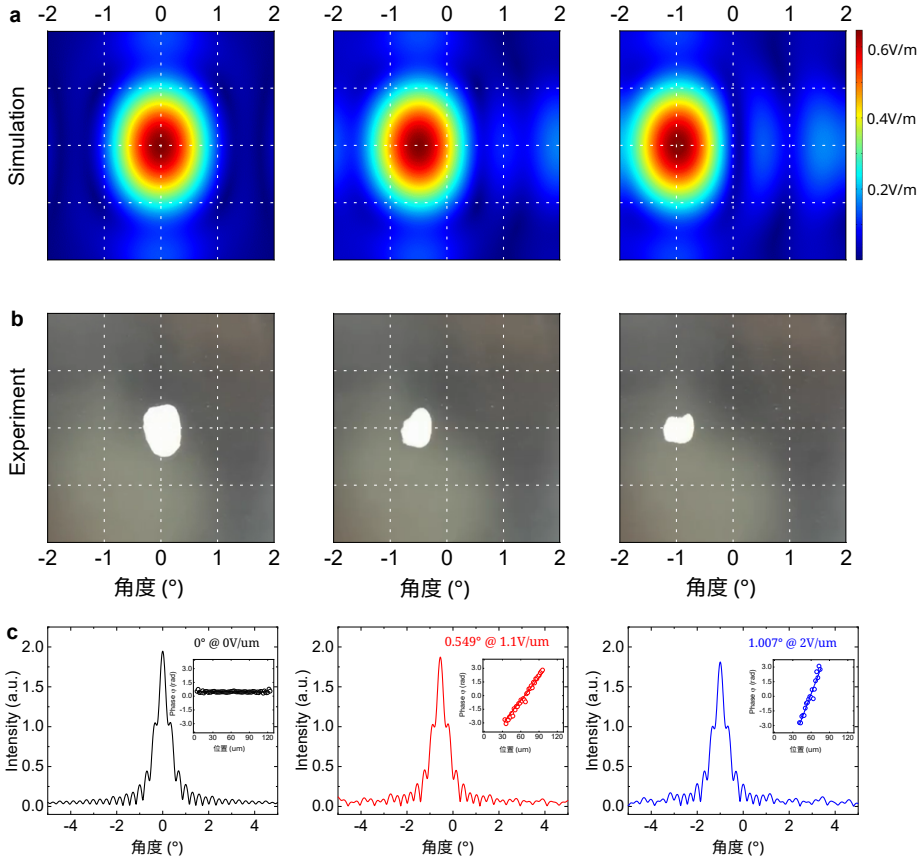


图 6. **a 和 b**，光束转向的模拟和实验远场图像展示了光束的一维角偏转。**c**，六层级联PPLN OPA晶体在电压分别为 0V/μm、1.1V/μm 和 2V/μm 时的远场图样；插图显示了光束离开晶体时电场的相位分布曲线。

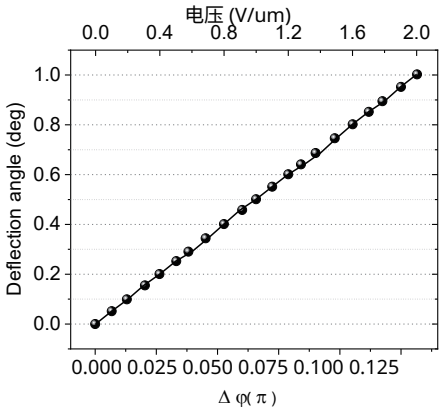


图 7. 光束转向随相邻单元之间电光诱导相位差 $\Delta\varphi$ 变化的函数关系。

动态可调远场图样分布由电荷耦合器件（CCD）捕获。当未向级联 PPLN 晶体施加电压时，出射界面不会形成倾斜相位分布，远场衍射图样不会发生偏转。当向级联 PPLN 施加 1.1V/μm 和 2V/μm 的电压时，会发生光束转向，如图 6a-b 所示。光束转向的原因是电光效应与级联周期结构的共同作用，该作用使级联 PPLN 晶体出射界面处电场的相位分布倾斜，从而导致远场图样偏转。转向角由相邻铁电畴之间的相位差 $\Delta\varphi$、波长 λ 以及阵列元件的宽度 d （单个畴的宽度W_6）共同决定。由于级联 PPLN 中铁电畴之间的相位差始终为 $2\Delta\varphi_N$ （$\Delta\varphi_N$ 是单个畴最后一层引入的相移），当 λ和d 取定值时，转向角仅由施加电压决定。图 6c 展示了远场中的一维干涉图样。在 1.1V/μm 和 2V/μm 下，转向角分别为 0.549° 和 1.007°。远场中的光束转向与相邻铁电畴之间的相位差有关，因此我们分析了级联 PPLN 晶体出射界面处的电场相位分布，如图 6c 所示。当未对级联 PPLN 晶体施加电压时，晶体出射界面处电场的相位相同，相位分布没有倾斜。对级联 PPLN 晶体施加 1.1V/μm 电压后，最后一层中单个单元引起的相移为 0.0608π，根据

根据 $\Delta n = -n_e^3 \gamma_{33\pm} E_z/2$ 和 $\Delta\varphi_\pm = 2\pi L_6 \Delta n/\lambda$。因此，相邻单元之间的相位差 $\Delta\varphi$ 为 0.1216π，这意味着需要约 17 个阵列元件才能实现 2π相位调制（见图 6c）。同时，根据 $\theta_s = \lambda\Delta\varphi/2\pi d$计算得出的转向角为 0.549°。同理，当施加电压为 2V/μm 时，最后一层中单个单元引起的相移为 0.1106π，相邻单元之间的相位差为 0.2212π，因此只需 9 个元件即可实现 2π 相位调制（如图 6c 所示）；施加电压为 2V/μm 时，转向角为 1.007°。施加电压与相邻单元之间的相位差及转向角直接相关。实验观测到的电压依赖的光束偏转如图 7 所示。观测到光束在 0-1° 范围内连续且近似线性地转向。此外，通过展示动态光束转向，所提出的 OPA 还可实现持续的相位可调性，相关结果见补充材料。

当前光学相控阵技术最重要的方面之一是其速度。我们的级联PPLN光学参量放大器具有普克尔斯效应所带来的极短响应时间，因此有望实现超快转向。尽管我们尚未表征级联PPLN光学参量放大器的光束转向频率响应，但普克尔斯效应引起的折射率变化响应时间极快，约为 100 飞秒 或更短[36,37]。实际上，电光聚合物马赫-曾德尔调制器已通过实验实现 100 GHz 的调制速度[38], ，而一种高速转向的电光学相控阵光束偏转器也已实现 18 GHz 的转向速度[23], ，这意味着级联PPLN光学参量放大器具备实现高速通信的能力。

III. 结论

总之，我们提出了一种新型级联PPLN光学相控阵结构。该结构仅需一个控制电子单元即可实现高速、连续的光束转向。该结构背后的光束转向原理，是在铌酸锂晶体中对铁电畴（正畴和负畴）进行多层级联的周期性排列。利用正、负铁电畴中不同的泡克尔斯系数，可以调制通过光的相位。因此，光从相邻畴发射时呈现均匀的相位差分布，并且可以通过施加不同电压来控制相邻畴之间的光相位差，从而实现远场光束转向。通过仿真，我们设计了一种五层片上级联周期极化铌酸锂光学相控阵波导，在5V/μm电压下实现了4.991°的转向角。仿真结果表明，随着工艺日益成熟，当单个铁电畴的宽度进一步减小时，可以实现更大的角度。仅使用一个相位调谐单元，便在 ±5°的扫描范围内实现了0.159°的光束发散角，这意味着级联PPLN光学相控阵有望实现高分辨率光束转向，并推动自由空间光通信中的新应用。尽管五层器件片上级联PPLN光学相控阵未在本文中展示，但六层级联PPLN光学相控阵是在块体铌酸锂中制造的，其观测到的光束转向能力与仿真结果高度一致。我们相信，这种新结构将为实现高度集成、高速、高分辨率、低功耗的光学相控阵光束转向系统带来新的发展路径。

IV. 补充材料

V. 致谢

陕西省重点研发计划（项目编号：2019ZDLGY09-10）；陕西省重点创新团队（项目编号：2018TD-024）；中国高等学校学科创新引智计划（项目编号：B14040）。

VI. 作者声明

利益冲突
作者无须披露任何利益冲突

VII. 数据可用性

支持本研究结果的数据可在提出合理请求后向通讯作者获取。

VIII. 参考文献

[1]J. Sun, E. Timurdogan, A. Yaacobi, E. S. Hosseini, and M. R. Watts, “大规模纳米光子相控阵,” 《自然》**493**, 195–199 (2013). [2]H. Abediasl and H. Hashemi, “标准SOI CMOS工艺中的单片光学相控阵收发器,” 《光学快报》**23**, 6509–6519 (2015). [3]P. F. McManamon, T. A. Dorschner, D. L. Corkum, L. J. Friedman, D. S. Hobbs, M. Holz, S. Liberman, H. Q. Nguyen, D. P. Resler, R. C. Sharp, 等, “光学相控阵技术,” 《 IEEE 会刊》 **84**, 268– 298 (1996). [4]W. Bogaerts, D. Pérez, J. Capmany, D. A. Miller, J. Poon, D. Englund, F. Morichetti, and A. Melloni, “可编程光子电路,” 《自然》**586**, 207–216 (2020). [5]A. W. Elshaari, W. Pernice, K. Srinivasan, O. Benson, and V. Zwiller, “混合集成量子光子电路,” 《自然·光子学》**14**, 285– 298 (2020). [6]J. Wang, F. Sciarrino, A. Laing, and M. G. Thompson, “集成光子量子技术,” 《自然·光子学》**14**, 273–284 (2020). [7]G. T. Reed, G. Mashanovich, F. Y. Gardes, and D. Thomson, “硅光调制器,” 《自然·光子学》**4**, 518–526 (2010). [8]D. A. Miller, “用于低能耗信息处理和通信的阿焦耳光电子学,” 《光波技术期刊》**35**, 346– 396 (2017). [9]L.-M. Leng, Y. Shao, P.-Y. Zhao, G.-F. Tao, S.-N. Zhu, and W. Jiang, “基于波导超晶格的光学相控阵,” Physical Review Applied**15**, 014019 (2021). [10]T. Komljenovic and P. Pintus, “光学相控阵的片上校准与控制,” 《光学快报》**26**, 3199–3210 (2018). [11]C.-P. Hsu, B. Li, B. Solano-Rivas, A. R. Gohil, P. H. Chan, A. D. Moore, and V. Donzella, “汽车激光雷达光学相控阵综述与展望，适用于

汽车激光雷达," IEEE量子电子学专题期刊 **27**, 1–16 (2020). [12]C. V. Poulton, A. Yaacobi, D. B. Cole, M. J. Byrd, M. Raval, D. Vermeulen, and M. R. Watts, "采用硅光子光学相控阵的相干固态激光雷达," 《光学快报》**42**, 4091–4094 (2017). [13]C. V. Poulton, M. J. Byrd, P. Russo, E. Timurdogan, M. Khandaker, D. Ver- meulen, and M. R. Watts, "采用高性能光学相控阵的远程激光雷达与自由空间数据通信," IEEE量子电子学专题期刊**25**, 1–8 (2019). [14]H. Nikkhah, K. Van Acoleyen, and R. Baets, "基于硅光学相控阵的无线光链路光束转向," annals of telecommunications-annales des télécommunications**68**, 57–62 (2013). [15]Q. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan, and M. Lipson, "微米级硅电光调制器," 《自然》**435**, 325–327 (2005). [16]C. Sun, M. T. Wade, Y. Lee, J. S. Orcutt, L. Alloatti, M. S. Georgas, A. S. Waterman, J. M. Shainline, R. R. Avizienis, S. Lin, 等, "能够直接利用光进行通信的单芯片微处理器," 《自然》**528**, 534– 538 (2015). [17]Y. Ogiso, J. Ozaki, Y. Ueda, N. Kashio, N. Kikuchi, E. Yamada, H. Tanobe, S. Kanazawa, H. Yamazaki, Y. Ohiso, 等, "带宽超过67 GHz、驱动电压为1.5 V的基于NIPN异质结构的磷化铟基光学IQ调制器," 《光波技术期刊》**35**, 1450–1455 (2017). [18]M. Aoki, M. Suzuki, H. Sano, T. Kawano, T. Ido, T. Taniwatari, K. Uo mi, and A. Takai, "采用带隙能量控制选择区域金属有机化学气相沉积工艺制备的、与分布式反馈激光器集成的InGaAs/InGaAsP多量子阱电吸收调制器," IEEE journal of quantum electronics**29**, 2088–2096 (1993). [19] M. Lee, H. E. Katz, C. Erben, D. M. Gill, P. Gopalan, J. D. Heber, and D. J. McGee, "利用电光聚合物实现宽带光调制," 《科学》**298**, 1401–1403 (2002). [20]S. Koeber, R. Palmer, M. Lauermann, W. Heni, D. L. Elder, D. Korn, M. Woessner, L. Alloatti, S. Koenig, P. C. Schindler, 等, " 利用硅 - 有机混合器件实现飞焦耳电光调制 ," Light: Sci- ence & Applications**4**, e255–e255 (2015). [21]C. Haffner, D. Chelladurai, Y. Fedoryshyn, A. Josten, B. Baeuerle, W. Heni, T. Watanabe, T. Cui, B. Cheng, S. Saha, 等, "低损耗等离激元辅助电光调制器," 《自然》**556**, 483–486 (2018). [22]M. Thomaschewski, C. Wolff, and S. I. Bozhevolnyi, "高速等离激元电光光束偏转器," 《纳米快报》**21**, 4051–4056 (2021). [23]M. Thomaschewski, V. A. Zenin, C. Wolff, and S. I. Bozhevolnyi, "等离激元单片铌酸锂定向耦合器开关," 《自然·通讯》**11**, 1–6 (2020). [24]G. Chen, N. Li, J. Da Ng, H.-L. Lin, Y. Zhou, Y. H. Fu, L. Y. T. Lee, Y. Yu, A.-Q. Liu, and A. J. Danner, "铌酸锂光子学的进展：发展现状与展望," 《先进光子学》**4**, 034003 (2022).

[25]A. Boes、B. Corcoran、L. Chang、J. Bowers 和 A. Mitchell，"绝缘体上铌酸锂（LNOI）在光子集成电路中的现状与潜力"，《激光与光子学评论》**12**，1700256（2018）。[26]C. Wang、M. Zhang、X. Chen、M. Bertrand、A. Shams-Ansari、S. Chandrasekhar、P. Winzer 和 M. Lon˘car，"在 CMOS 兼容电压下工作的集成铌酸锂电光调制器"，《自然》**562**，101–104（2018）。[27]T. Fukui、R. Tanomura、K. Komatsu、D. Yamashita、S. Takahashi、Y. Nakano 和 T. Tanemura，"非冗余光学相控阵"，《Optica》**8**，1350–1358（2021）。[28]C. V. Poulton、M. J. Byrd、B. Moss、E. Timurdogan、R. Millman 和 M. R. Watts，"具有 100° 扫描范围和倒装芯片 CMOS 的 8192单元光学相控阵"，载于*CLEO: QELS_*基础科学 （美国光学学会，2020），第 JTh4A–3 页。[29]M. J. Heck，"高度集成光学相控阵：用于光束整形和光束转向的光子集成电路"，《纳米光子学》**6**，93–107（2017）。[30]J. A. Thomas 和 Y. Fainman，"光学相控阵光束偏转器的最优级联运行"，《应用光学》**37**，6196–6212（1998）。[31]C. Sun、B. Li、W. Shi、J. Lin、N. Ding、H. K. Tsang 和 A. Zhang，"大规模宽带氮化硅光学相控阵"，IEEE量子电子学专题期刊**28**，1–10（2022）。[32]D. N. Hutchison、J. Sun、J. K. Doylend、R. Kumar、J. Heck、W. Kim、C. T. Phare、A. Feshali 和 H. Rong，"高分辨率无混叠光束转向"，《Optica》**3**，887–890（2016）。[33]Y. Wang、J. P. van Engelen、S. F. Reniers、M. B. van Rijn、X. Zhang、Z. Cao、V. Dolores-Calzadilla、K. A. Williams、M. K. Smit 和 Y. Jiao，"用于高分辨率光束转向的基于InP的光栅天线"，IEEE量子电子学专题期刊**27**，1–7（2019）。[34]C. V. Poulton、M. J. Byrd、B. Moss、E. Timurdogan、R. Millman 和 M. R. Watts，"具有 100° 扫描范围和倒装芯片 CMOS 的 8192单元光学相控阵"，载于*CLEO: QELS_*基础科学 （美国光学学会，2020），第 JTh4A–3 页。[35]M. C. Shin、A. Mohanty、K. Watson、G. R. Bhatt、C. T. Phare、S. A. Miller、M. Zadka、B. S. Lee、X. Ji、I. Datta、等，"芯片级蓝光相控阵"，《光学快报》**45**，1934–1937（2020）。[36]X. Zhang、M. Izutsu、H. Kumagai 和 K. Toyoda，"飞秒光学克尔效应研究光致变色效应对 CdSxSe1-x 掺杂玻璃非线性光学性质的影响"，《光学通信》**142**，273–278（1997）。[37]K. Liu、C. R. Ye、S. Khan 和 V. J. Sorger，"超快波长尺度电光调制器综述与展望"，《激光与光子学评论》**9**，172–194（2015）。[38]H. Huang、S. Nuccio、Y. Yue、J.-Y. Yang、Y. Ren、C. Wei、G. Yu、R. Dinu、D. Parekh、C. Chang-Hasnain、等，"100 GHz电光聚合物马赫-曾德尔调制器的宽带调制性能"，《光波技术期刊》**30**，3647–3652（2012）。